

核结构微观描述的 EFV 方法*

郑仁蓉 朱顺泉

(西南师范大学物理系, 重庆)

摘 要

EFV 是 Excited Fed(Few Determinants)Vampir (Variation After Mean-field Projection In Realistic model spaces) 的简称. 这种方法利用几个对称性投影的 HFB 行列式, 用变分方法近似计算原子核的基态和激发态, 因此它包括了平均场近似以外的最重要的关联. 本文以系统化的方式给出了这种方法的一般公式.

一、前 言

微观核结构研究的主要问题就是要选择适当的组态空间, 并在此相对完全的空间中来对角化给出哈密顿量. 由于组态空间随单粒子基矢的增加而增大得非常之快, 而实际的核结构问题, 特别是中等核和重核的核结构问题, 要求较大的单粒子基矢空间, 因此壳模型组态混合方法 SCM (Shell-model Configuration-Mixing) 对大多数核结构的实际计算难以进行. 人们尝试过按照能量直接截断组态的办法^[1], 但由于对具有集合性质的态所产生的严重的收敛问题, 其成功是有限的. 这就明显地提醒我们, 应该用变分原理来选择最佳组态.

用变分原理的最极端的方法是所谓的平均场方法, 如 HF (Hartree-Fock) 和 HFB (Hartree-Fock-Bogoliubov) 理论. 因为结果的平均场确实考虑了比壳模型组态混合势多得多的关联作用, 这种方法是一条十分诱人的途径. 但这种方法的优越性是以破坏多体哈密顿量的对称性为代价的. 关于对称性守恒的平均场理论和扩展到多组态的方法, 几年前已有 Schmid 等人提出^[2]. 他们第一次允许进行“大规模”的核结构研究, 大大超过了 SCM 的可能性.

但是, 以上提到的最先进的方法: VAMPIR 和 EXCITED VAMPIR^[3], 因为总是单个行列式对应每一个新态, 这种方法本质上仍是一种平均场近似, 如果能量值悬殊较大的态之间有重要的关联作用, 则不足以给出令人满意的结果. 因此本文的目的是发展一种方法以包括这种超出平均场近似的最重要的关联. 为此, 我们采取几个 (而不仅仅是一个) 对称性投影的 HFB 真空来描述每一个态, 其中不同的 HFB 变换及组态混合系数则

本文 1990 年 3 月 13 日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

由变分计算的链来决定. 这就是所谓的 EFV 方法. 这里给出它的一般公式, 我们将续文证明这种方法在数字运算上是可行的, 实际计算将表明这种方法可以包括质子、中子; 中子、中子同类核子的对关联; 质子、中子和中子, 质子不同类核子的对关联; 不同宇称混合的对关联以及高激发态与所考虑的低能态的对关联. 一种计算方法能实际同时包括如此众多的关联作用, 这在同类计算中还是第一次.

二、一般公式

1. 一般 HFB 组态对称性的修补

设 $\{|i\rangle, |k\rangle, \dots\}_M$ 是一组有限的 M 维, 球对称单粒子势的本征态. 其对应的产生和消灭算符分别是: $\{c_i^\dagger, c_k^\dagger, \dots\}_M$ 和 $\{c_i, c_k, \dots\}_M$. 而对应的有效多核子的哈密顿可以表示成:

$$\hat{H} = \sum_{ir} t(ir) c_i^\dagger c_r + \frac{1}{4} \sum_{ikrs} v(ikrs) c_i^\dagger c_k^\dagger c_s c_r. \quad (2.1.1)$$

准粒子的产生和消灭算符定义为:

$$a_\alpha^+ = \sum_{i=1}^M (A_{i\alpha} c_i^\dagger + B_{i\alpha} c_i), \quad (2.1.2)$$

$$a_\alpha = \sum_{i=1}^M (B_{i\alpha}^* c_i^\dagger + A_{i\alpha}^* c_i). \quad (2.1.3)$$

其中 $\alpha = 1, 2, \dots, M$. 此两式也可用矩阵形式表示为:

$$\begin{pmatrix} a^+ \\ a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A^T & B^T \\ B^+ & A^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c^+ \\ c \end{pmatrix} \equiv F \begin{pmatrix} c^+ \\ c \end{pmatrix}. \quad (2.1.4)$$

变换矩阵 F 是么正的^[4]. 准粒子真空可以表示为:

$$|F\rangle = \left(\prod_{\alpha=1}^{M'} a_\alpha \right) |0\rangle, \quad \alpha = 1, 2, \dots, M' \leq M. \quad (2.1.5)$$

这里乘积跑遍所有至少一个非零系数 $B_{i\alpha}^*$ 的消灭算符 (2.1.3).

真空 (2.1.5) 破坏了体系的总核子数 A , 电荷数 Z (或等效地说, 总同位旋的第三分量 $2T_z \equiv N - Z$), 总宇称 (Π), 以及角动量的守恒性. 它们可以通过以下投影算符进行修补.

$$\hat{Q}(A) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\varphi(A - \hat{A})}, \quad (2.1.6)$$

$$\hat{Q}(2T_z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\chi e^{i\chi[(N - Z) - (\hat{N} - \hat{Z})]}, \quad (2.1.7)$$

$$\hat{P}(\pi) = \frac{1}{2} (1 + \pi \hat{\Pi}), \quad (2.1.8)$$

$$\hat{P}(IM; K) = \frac{2I + 1}{8\pi^2} \int d\Omega D_{MK}^*(\Omega) R(\Omega). \quad (2.1.9)$$

其中 \hat{A} 是核子数算符; \hat{N}, \hat{Z} 分别表示中子数和质子数算符; \hat{H} 为总宇称算符, 而 $\hat{R}(\Omega)$ 是通常的旋转算符, 其定义是:

$$\hat{R}(\Omega) \equiv \exp(-i\phi\hat{I}_z)\exp(-i\theta\hat{I}_y)\exp(-i\varphi\hat{I}_z). \quad (2.1.9')$$

D_{MK}^l 是角动量表象中的本征态.

算符(2.1.6)到(2.1.9)相互都是对易的, 因此我们可以定义一个“对称性投影算符”:

$$\hat{Q}_{\lambda,K}^s = \hat{P}(IM; K)\hat{Q}(2T_z)\hat{Q}(A)\hat{p}(\pi). \quad (2.1.10)$$

它从 HFB 真空(2.1.5)中抽出要求对称性的量子数 $S \equiv AT_z I^\pi$ 和 M .

2. VAMPIR 方法

在 VAMPIR 方法^[9]中, 我们考虑一个特殊的对称性 $S \equiv AT_z I^\pi$, 寻找能量最低(Yrast)的解. 用

$$|\xi^{(D)}; SM\rangle \equiv \sum_{K=-I}^I \theta_{MK}^s |F_1\rangle f_{K,1}^{(D)}. \quad (2.2.1)$$

作为变分计算中的尝试波函数. 其中对 K 求和是为了消除波函数对内禀参照系量子化轴 K 取向的依赖性. $\xi^{(D)}$ 和 $f_{K,1}^{(D)}$ 中的上标(1)和 F_1 中的下标 1 表示仅仅考虑一个 HFB 真空, 而在 $\xi^{(D)}$ 和 $f_{K,1}^{(D)}$ 中的下标 1 意味着能量最低解. F 和 f 与对称性 S 的相关性, 为简化就不标记了.

对应于尝试波函数(2.2.1)的能量函数为:

$$E_1^{(D)}[F_1 f^{(D)}] \equiv \frac{\langle \xi^{(D)}; SM | \hat{H} | \xi^{(D)}; SM \rangle}{\langle \xi^{(D)}; SM | \xi^{(D)}; SM \rangle}. \quad (2.2.2)$$

它必须关于混合系数 $f_{K,1}^{(D)}$ ($K = -I, \dots, +I$) 和 HFB 变换 F_1 进行任意变分以取最小值.

对 $f_{K,1}^{(D)}$ 的变分生成一个推广的本征值问题,

$$\sum_{K'=-I}^{+I} \{H_{KK'} - E_1^{(D)}N_{KK'}\} f_{K',1}^{(D)} = 0. \quad (2.2.3)$$

其中 $K' = -I, \dots, I$. 这个方程的矩阵形式为:

$$(H - E_1^{(D)}N)f^{(D)} = 0. \quad (2.2.4)$$

这里 $H_{K,K'}, N_{K,K'}$ 分别是

$$H_{K,K'} \equiv \langle F_1 | \hat{\theta}_{KM}^s \hat{H} \hat{\theta}_{MK'}^s | F_1 \rangle, \quad (2.2.5)$$

$$N_{K,K'} \equiv \langle F_1 | \hat{\theta}_{KM}^s \hat{\theta}_{MK'}^s | F_1 \rangle. \quad (2.2.6)$$

方程(2.2.4)的解是 $i = 1, \dots, n$ 个具有形式(2.2.1)的不同的解

$$|\xi^{(D)}; SM\rangle = \sum_{K=-I}^I \theta_{MK}^s |F_1\rangle f_{K,i}^{(D)}.$$

这里 n ($n \leq 2I + 1$) 为厄米正定的迭加矩阵 N 的非零本征值的个数. 这些解的正交归一性由限制条件

$$f^{(D)}Nf^{(D)} = \mathbf{1}_n \quad (2.2.7)$$

来保证. 这组方程的解中, 仅仅能量最低的 $i = 1$ 的一组解是重要的.

(2.2.2) 对 HFB 变换 F_1 的变分则利用 Thouless 定理

$$|F_1(d^1)\rangle = c(d^1) \exp \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^M d_{\alpha\beta}^1 a_{\alpha}^{\dagger}(F_1(0)) a_{\beta}^{\dagger}(F_1(0)) \right\} |F_1(0)\rangle. \quad (2.2.8)$$

其中

$$c(d^1) \equiv \langle F_1(0) | F_1(d^1) \rangle, \quad (2.2.8')$$

且

$$d^1 = -d^{1T}. \quad (2.2.8'')$$

和 Cholesky 分解

$$1 + d^{1T} d^{1*} = LL^+, \quad (2.2.9)$$

得

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} a^+(F_1(d^1)) \\ a(F_1(d^1)) \end{pmatrix} &= G \begin{pmatrix} a^+(F_1(0)) \\ a(F_1(0)) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} L^{-1*} & -L^{-1} d^{1*} \\ -L^{-1} d^1 & L^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a^+(F_1(0)) \\ a(F_1(0)) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

这种把准粒子算符 $a^+(F_1(d^1))$ 和 $a(F_1(d^1))$ 变成相对于参考真空 $|F_1(0)\rangle$ 的变换, 使我们能够通过相对于 (2.2.8) 的参数矩阵 d^1 中的 $M \times (M-1)/2$ 个不同的矩阵元素 $d_{\alpha\beta}^1 (\alpha = 1, \dots, M-1; \beta = \alpha+1, \dots, M)$ 的变分来代替 (2.2.2) 对 HFB 变换 F_1 的矩阵元的变分. 由此得:

$$\frac{\partial E_1^{(1)}[d^1 f^{(1)}]}{\partial d_{\alpha\beta}^1} = (L^{-1T} g^{(1)} L^{-1})_{\alpha\beta} = 0. \quad (2.2.11)$$

这里“局部”梯度矢量定义为

$$g_{\alpha\beta}^{(1)} \equiv \sum_{\kappa\kappa'} f_{\kappa,1}^{(1)} \langle F_1(d^1) | \hat{\theta}_{\kappa',M}^{\dagger} (H - E_1^{(1)}) \hat{\theta}_{\kappa,M}^{\dagger} a_{\alpha}^{\dagger}(F_1(d^1)) a_{\beta}^{\dagger}(F_1(d^1)) | F_1(d^1) \rangle f_{\kappa,1}^{(1)}. \quad (2.2.12)$$

公式 (2.2.11) 和 (2.2.12) 表明哈密顿算符不会把对称性真空 $|\xi^{(1)}; SM\rangle$ 与对应的两个准粒子激发态混合. 这种稳定性说明, 有时仅仅通过单一的对称性投影组态来近似最低能态是对应于 SCM “精确”解的相当好的近似.

第一组变分方程 (2.2.4), (2.2.7) 和第二组变分方程 (2.2.11) 的联立解可以确定 (2.2.1) 的混合系数 f 和对应的 HFB 变换 F_1 , 但这时的 F_1 并不是唯一的, 而只是被决定到关于准粒子消灭算符的么正变换. 这个剩下的第三个 Bloch-Messiah 变换 $C^{(1)}$ 被选择为使哈密顿 (2.1.1) 的单个准粒子部分 $\hat{H}''(F_1)$ 对角化的矩阵.

$$C^{(1)\dagger} H''(F_1) C^{(1)} = e^{(1)} \mathbf{1}_M. \quad (2.2.13)$$

其中

$$H''_{\alpha\beta}(F_1) \equiv \langle F_1 | a_{\alpha}(F_1) \hat{H} a_{\beta}^{\dagger}(F_1) | F_1 \rangle - \delta_{\alpha\beta} \langle F_1 | H | F_1 \rangle. \quad (2.2.14)$$

因此使变换 F_1 唯一确定的最佳准粒子表象为 \tilde{a} 和 \tilde{a}^+ :

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}^+ \\ \tilde{a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C^{(1)\dagger} & 0 \\ 0 & C^{(1)T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a^+ \\ a \end{pmatrix}. \quad (2.2.15)$$

3. FED VAMPIR 方法

对于那些简单的平均场近似不足以描述的基态, VAMPIR 解与具有相同对称性的其他组态的混合就不得不加以考虑. 这是由 FED VAMPIR 方法来完成的.

假定我们已经得到 n_1-1 个 HFB 变换, 为了通过 n_1 个不同的对称性投影的 HFB 组态对具有对称性 S 的 Y_{rast} 态进行近似, 我们建立:

$$|\xi_1^{(n_1)}; SM\rangle = \sum_{K=-I}^{+I} \hat{\theta}_{MK}^S \sum_{j=1}^{n_1} |F_j\rangle f_{jK}^{(n_1)}. \quad (2.3.1)$$

其中第 n_1 个变换 F_{n_1} 和混合系数 $f_{jK}^{(n_1)}$ ($j=1, \dots, n_1; K=-I, \dots, +I$) 要通过能量函数

$$E_1^{(n_1)}[F_{n_1}, f^{(n_1)}] = \frac{\langle \xi_1^{(n_1)}; SM | \hat{H} | \xi_1^{(n_1)}; SM \rangle}{\langle \xi_1^{(n_1)}; SM | \xi_1^{(n_1)}; SM \rangle} \quad (2.3.2)$$

的变分来决定. $E_1^{(n_1)}$ 关于系数 $f^{(n_1)}$ 的变分再次产生一个推广的本征值问题

$$(H - E_1^{(n_1)}N)f^{(n_1)} = 0. \quad (2.3.3)$$

其中 H 的矩阵元现在定义为:

$$H_{\mu K, \nu K'} \equiv \langle F_\mu | \hat{\theta}_{KM}^S \hat{H} \hat{\theta}_{MK'}^S | F_\nu \rangle. \quad (2.3.4)$$

而对应的迭加矩阵的矩阵元是:

$$N_{\mu K, \nu K'} \equiv \langle F_\mu | \hat{\theta}_{KM}^S \hat{\theta}_{MK'}^S | F_\nu \rangle. \quad (2.3.5)$$

这里 $\mu, \nu = 1, \dots, n_1; KK' = -I, \dots, +I$. 方程(2.3.3)解的正交归一性由

$$f^{(n_1)\dagger} N f^{(n_1)} = \mathbf{1}_\alpha \quad (2.3.6)$$

保证. 其中 $\alpha \leq n_1(2I+1)$ 是迭加矩阵(2.3.5)的非零本征值的个数. 具有最低能量的 $E_1^{(n_1)}$ 的(2.3.3)和(2.3.6)的解关于 $d_{\alpha\beta}^{n_1}$ ——由适当选择的参考真空 $|F_{n_1}(0)\rangle$ 到所求真空 $|F_{n_1}(d^{n_1})\rangle$ 的参数矩阵的变分, 生成方程组:

$$\frac{\partial E_1^{(n_1)}[d^{(n_1)}f^{(n_1)}]}{\partial d_{\alpha\beta}^{n_1}} = (L^{-1T} g^{(n_1)} L^{-1})_{\alpha\beta} = 0. \quad (2.3.7)$$

其中“局部”梯度矢量是:

$$g_{\alpha\beta}^{(n_1)} \equiv \sum_{KK'} \sum_{j=1}^{n_1} f_{jK}^{(n_1)\dagger} \langle F_j | \hat{\theta}_{KM}^S [H - E_1^{(n_1)}] \hat{\theta}_{MK}^S \\ \times a_r^{\dagger}(F_{n_1}(d^{n_1})) a_s^{\dagger}(F_{n_1}(d^{n_1})) | F_{n_1}(d^{n_1}) \rangle f_{n_1 K, s}^{(n_1)}. \quad (2.3.7')$$

照样在(2.3.7)的解处得零. 象以前一样, 变换 F_{n_1} 的不确定性现在是通过在 F_{n_1} 表象中对角化 $H''(F_{n_1})$ 来解决的.

$$C^{(n_1)\dagger} H'' C^{(n_1)} = e^{(n_1)} \mathbf{1}_M. \quad (2.3.8)$$

这里

$$H'_{\alpha\beta}(F_{n_1}) = \langle F_{n_1} | a_\alpha(F_{n_1}) \hat{H} a_\beta(F_{n_1}) | F_{n_1} \rangle - \delta_{\alpha\beta} \langle F_{n_1} | \hat{H} | F_{n_1} \rangle. \quad (2.3.8')$$

方程(2.3.3), (2.3.6), (2.3.7)和(2.3.8)是 FED VAMPIR 的变分方程组. 它们产生由 n_1 个行列式组成的(2.3.1)式. 由于确定解的变分方法, 任何后加上去的对称性投影的 HFB 行列式都不会比前面最后一个(即第 n_1 个)加上去的行列式对解有更多的干扰,

这是以上方法特别吸引人的特点.

4. EXCITED FED VAMPIR 方法

到现在为止, 仅仅考虑了能量最低的态. 我们现在把注意力转移到具有相同对称性 S 的激发态. EXCITED FED VAMPIR 是 FED VAMPIR 的直接推广, 其唯一不同之处在于, 已经得出来的所有的解都必须在变分之前从变分空间中清除.

假设我们已经得到 $m-1$ 个形式为 $|\xi_i^{(m)}\rangle$ 的解 ($i=1, \dots, m-1$), 对应具有所考虑对称性的能量最低的 $m-1$ 个态, 其分别由 n_1, n_2, \dots, n_{m-1} 个对称性投影的 HFB 行列式的线性组合构成, 这些解是被适当正交归一化的. 算符

$$T^{(m)} = 1 - \sum_{i=1}^{m-1} |\xi_i^{(m)}; SM\rangle \langle \xi_i^{(m)}; SM|. \quad (2.4.1)$$

有

$$(T^{(m)})^2 = T^{(m)} = (T^{(m)})^+. \quad (2.4.2)$$

从变分空间中清除 $m-1$ 个态 $|\xi_i^{(m)}; SM\rangle$ ($i=1, \dots, m-1$). 对于由 n_m 个行列式近似的第 m 个态, 我们给出公式

$$|\xi^{(m)}; SM\rangle = T^{(m)} \sum_{K=-l}^{+l} \hat{\theta}_{MK}^S \sum_{\mu=1}^{n_m} |F_{p+\mu}^+\rangle f_{\mu K, 1}^{(m)}. \quad (2.4.3)$$

其中

$$P \equiv \omega(m-1) \equiv \sum_{i=1}^{m-1} n_i. \quad (2.4.3')$$

显而易见, (2.4.3) 与所有 $m-1$ 个已经得到的解是正交的. 对 $m=1$ 没有解是有效的, 因此我们定义

$$T^{(1)} = 1, \quad (2.4.4)$$

$$\omega(0) = 0. \quad (2.4.4')$$

对应(2.4.3)的能量函数是

$$E_{|\xi^{(m)}; SM\rangle}^{(m)}[F_{p+n_m}, f^{(n_m)}] = \frac{\langle \xi^{(m)}; SM | \hat{H} | \xi^{(m)}; SM \rangle}{\langle \xi^{(m)}; SM | \xi^{(m)}; SM \rangle}. \quad (2.4.5)$$

这里混合系数 $f_{jK}^{(m)}$ ($j=1, \dots, n_m; K=-l, \dots, +l$) 和最后加上去的 HFB 变换 F_{p+n_m} 的矩阵元是变量. HFB 变换 F_k ($k=1, \dots, p+n_m-1$) 在变分过程中均保持不变. 式(2.4.5)对 $f_{jK}^{(m)}$ 的变分, 得到一个 $n_m(2l+1) \times n_m(2l+1)$ 维的本征值问题

$$(H - E^{(n_m)}N)f^{(n_m)} = 0. \quad (2.4.6)$$

其中

$$H_{\mu K; \nu K'} \equiv \langle F_{p+\mu} | \hat{\theta}_{KM}^S \hat{T}^{(m)} \hat{H} \hat{T}^{(m)} \theta_{MK'}^S | F_{p+\nu} \rangle. \quad (2.4.6')$$

$$N_{\mu K; \nu K'} \equiv \langle F_{p+\mu} | \hat{\theta}_{KM}^S \hat{T}^{(m)} \theta_{MK'}^S | F_{p+\nu} \rangle. \quad (2.4.6'')$$

$\mu, \nu = 1, \dots, n_m; K = -l, \dots, +l$. 所得解的正交归一性由

$$f^{(n_m)\dagger} N f^{(n_m)} = \mathbf{1}_\alpha \quad (2.4.7)$$

保证. 其中 $\alpha \leq n_m(2l+1)$ 是迭加矩阵(2.4.6'')非零本征值的个数.

式(2.4.6)的最低能量关于变换 F_{p+n_m} 的矩阵元的变分,我们再次借助于(2.2.8)式改变为对参数矩阵 d^{p+n_m} 的变分. 引入简写记号 $q \equiv p + n_m$ 我们得到

$$\frac{\partial E_{\xi_{(m)}^{(q)}}[d^q f^{(n_m)}]}{\partial d_{\alpha\beta}^q} = ((L^{-1})^T g^{(q)} L^{-1})_{\alpha\beta} = 0. \quad (2.4.8)$$

这里

$$g_{r\delta}^{(q)} \equiv \sum_{\kappa\kappa'} \sum_{\mu=1}^{n_m} f_{\mu\kappa'}^{(n_m)*} \langle F_{p+\mu} | \hat{\theta}_{\kappa M}^S \hat{T}^{(m)} (H - E_{\xi_{(m)}^{(q)}}) \hat{T}^{(m)} \hat{\theta}_{M\delta}^S, \\ a_r^+(F_q(d^q)) a_\delta^+(F_q(d^q)) | F_q(d^q) \rangle f_{\mu\kappa'}^{(n_m)2,1}. \quad (2.4.8')$$

最后,变换 F_q 是通过在 F_q 表象中对角化哈密顿 \hat{H} 的单准粒子部份来决定

$$C^{(q)\dagger} H' C^{(q)} = e^{(q)} \mathbb{1}_M. \quad (2.4.9)$$

其中

$$H''_{\alpha\beta}(F_q) \equiv \langle F_q | a_\alpha(F_q) \hat{H} a_\beta^\dagger(F_q) | F_q \rangle - \delta_{\alpha\beta} \langle F_q | \hat{H} | F_q \rangle. \quad (2.4.9')$$

一般的尝试波函数(2.4.3)也能以不同的形式来表达.

利用

$$w(i) \equiv \sum_{j=1}^i n_j; \quad i = 1, \dots, m \quad (2.4.10)$$

我们建造一个式子

$$|\xi_{(i)}^{(n_i)}; SM\rangle = \sum_{\kappa=-l}^l \hat{\theta}_{M\kappa}^S \sum_{j=1}^{w(i)} |F_j\rangle \beta_{j\kappa}^i; \quad i = 1, \dots, m \quad (2.4.11)$$

经计算知:

$$\beta_{j\kappa}^m = f_{j-p, \kappa; q}^{(n_m)} \quad \text{对 } j = p+1, \dots, p+n_m \quad (2.4.12)$$

$$\beta_{j\kappa}^m = - \sum_{i=\alpha(j)}^{m-1} \beta_{j\kappa}^i \left\{ \sum_{\kappa'=-l}^{+l} \sum_{\mu=1}^{n_m} \langle \xi_{(m)}^{(n_i)}; SM | \hat{\theta}_{M\kappa'}^S | F_{p+\mu} \rangle f_{\mu\kappa'}^{(n_m)2,1} \right\} \\ \text{对于 } j = 1, \dots, p = w(m-1) \quad (2.4.13)$$

其中 $\alpha(j)$ 的定义为

$$\alpha(j) \equiv \max\{i \text{ with } w(i-1) + 1 \leq j \leq w(i)\} \quad (2.4.14)$$

最后,上述方法得到的 m 个正交归一化解 $|\xi_{(i)}^{(n_i)}; SM\rangle$ 之间的剩余相互作用,可以通过在此 m 个解的空间中对角化哈密顿算符来加以考虑.

当 $n_1 = n_2 = \dots = n_m = 1$, EFV 就还原成一般的 EV (EXCITED VAMPIR)^[6,7], 若 $m = 1$, 得到第 3 节所讨论的 FED VAMPIR 方法, 若 $m = 1$ 且 $n_m = 1$ 则给出第 2 节的 VAMPIR 方法.

三、结 论

EFV 也就是 Excited Fed Vampir 方法可以总结如下: 从基态的 Vampir 解开始,

下一步取尝试波函数为这个解和另一个具有相同对称性投影的准粒子行列式的线性组合, 对组态混合系数和第二个 HFB 变换进行变分, 就能得到最大的能量关联。然后按同样的方法, 进一步加进组态, 每一个组态均是由新的变分计算来决定的, 因此总是给出最大的附加关联。这样任何一个后加进的组态对波函数的影响都不会比上一次加进的组态更多。

这种方法延伸到具有相同对称性的激发态更直接了当: 组态一个一个地按照与基态情况相同的方式建造, 只是最新的尝试波函数必须与已经得到的较低能态的解正交。最后, 存在于所有结果态之间的剩余相互作用被对角化。

不管关联态之间的能量悬殊有多大, 只要对应的是重要的关联作用, 它总能通过变分法被自动选出, 因此 EFV 方法超过平均场近似, 能可观地改进所研究态的结果。

参 考 文 献

- [1] P. W. M. Glaudemans "Nuclear Structure at High Spin, Excitation and Momentum Transfer", (H. Nann, Ed), New York: Am. Inst. Phys. 1985. 316.
- [2] K. W. Schmid, F. Grümmer, and Amand Faessler, *Phys. Rev.*, **C29**(1984), 291.
- [3] K. W. Schmid, F. Grümmer and Amand Faessler, *Ann. Phys.*, (N. Y.) **180**(1987), 1.
- [4] P. Ring and P. Schuck "The nuclear many-body problem", Springer, New York/Heidelberg/Berlin, 1980.
- [5] K. W. Schmid, et al., *Nucl. Phys.*, **A436**(1985), 417.
- [6] Zheng Ren-rong, K. W. Schmid et al., *Nucl. Phys.*, **A494**(1989), 214.
- [7] K. W. Schmid, Zheng Renrong et al., *Nucl. Phys.*, **A499**(1989), 63.

EFV APPROACH TO MICROSCOPIC NUCLEAR STRUCTURE

ZHENG RENRONG ZHU SHUNQUAN

(Department of Physics, Normal University of Southwest, Chongqing)

ABSTRACT

A systematic derivation of the general formulas used in the EFV (short for Excited few determinants VAMPIR) method for the microscopic description of the nuclear structure is presented.